



Etude de la dissolution de ^3He dans ^4He

Eric Varoquaux

► To cite this version:

Eric Varoquaux. Etude de la dissolution de ^3He dans ^4He . Colloque Franco-Soviétique de Bakouriani, Feb 1968, Bakouriani Géorgie. hal-01275114

HAL Id: hal-01275114

<https://hal.science/hal-01275114>

Submitted on 19 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ETUDE DE LA DISSOLUTION DE ^3He DANS ^4He

E. VAROQUAUX

I - INTRODUCTION.

Dans cet exposé, nous nous proposons de montrer comment, à partir d'un modèle - proposé par L. Landau et I. Pomeranchuk⁽¹⁾ -, on peut construire les fonctions thermodynamiques des mélanges dilués de ^3He dans ^4He . L'accord avec l'expérience est assuré au moyen d'un petit nombre de paramètres ajustables.

La connaissance de ces grandeurs thermodynamiques permet à son tour une meilleure compréhension des phénomènes se produisant dans les réfrigérateurs qui fonctionnent par dissolution adiabatique de ^3He dans ^4He . Ce mode d'obtention de très basses températures, proposé par H. London⁽²⁾, a été décrit ailleurs⁽³⁾, ainsi que des réalisations pratiques⁽⁴⁾, et nous nous bornerons ici à préciser quantitativement les phénomènes thermodynamiques qui entrent en jeu.

2 - LE MODELE DE LANDAU-POMERANCHUK.

Le modèle de Landau-Pomeranchuk⁽¹⁾ consiste à prendre pour spectre d'énergie des excitations élémentaires associées à N_3 atomes de ^3He dans N_4 atomes de ^4He l'expression suivante :

$$(1) \quad \mathcal{E}(P, N_3, N_4) = - \mathcal{E}_3 \left(\frac{N_3}{N_3 + N_4} \right) + \frac{P^2}{2 m_3^*} \quad .$$

L'énergie de liaison \mathcal{E}_3 d'une quasi-particule au bain dépend, faiblement, de la concentration⁽⁵⁾ N_3/N_3+N_4 . Le terme d'énergie cinétique $P^2/2m_3^*$ fait intervenir une masse effective m_3^* qui doit être pratiquement indépendante de la concentration et de la température pour que le modèle ait l'interprétation physique simple

.../.

d'un gaz de quasi-particules en interactions faibles. Ce gaz d'excitations élémentaires obéira à la statistique de Fermi et possèdera la même densité numérique N_3/V que les atomes de ^3He dans la solution.

Le volume V de la solution est donné par l'équation d'état à faible pression,

$$(2) \quad V = N_4 v_{40} + N_3 (1 + \alpha) v_{40} ,$$

où le volume molaire de ^4He pur à très basse température est $27,5 \text{ cm}^3$ d'après les mesures pictométriques de Kerr⁽⁶⁾ et où $\alpha = 0,29$ d'après des mesures de constante diélectrique des solutions diluées⁽⁷⁾.

Ainsi on tient compte des interactions des atomes de ^3He entre eux et avec le bain de ^4He par l'introduction d'une masse effective m_3^* , d'une énergie de liaison qui dépend de la concentration et du volume partiel de ^3He , $(1 + \alpha)v_{40}$.

Le potentiel chimique μ_3 de ^3He est tel que

$$(3) \quad \sum_{\text{tous les états } e} \frac{1}{(\epsilon - \mu_3)/kT + 1} = \frac{N_3}{V} ,$$

c'est-à-dire, comme on le voit à partir du spectre⁽¹⁾

$$(4) \quad \mu_3 = - \epsilon_3 \left(\frac{N_3}{N_3 + N_4} \right) + \mu_F .$$

La valeur de μ_F , le potentiel chimique du gaz de Fermi idéal de même masse effective et densité numérique, est bien connue⁽⁸⁾. Comme on le verra plus loin, ce gaz de Fermi idéal est la limite vers laquelle tend la solution lorsque le volume partiel de ^3He s'annule ; nous l'appellerons le gaz idéal asymptotique⁽⁹⁾.

3 - FONCTIONS THERMODYNAMIQUES DES SOLUTIONS.

A partir de l'expression du potentiel chimique de ^3He que fournit le modèle de Landau-Pomeranchuk, on peut construire les fonctions thermodynamiques des solutions par les méthodes habituelles⁽¹⁰⁾. Les variables indépendantes choisies sont la température T , la pression P , les nombres d'atomes de ^3He et ^4He , N_3 et N_4 .

.../.

Soit $\mu_{40}(T,P)$ le potentiel chimique de ${}^4\text{He}$ pur.

Anticipant les conclusions du paragraphe suivant, prenons une énergie de liaison ξ_3 linéaire en la concentration :

$$(5) \quad \xi_3 \left(\frac{N_3}{N_3 + N_4} \right) = \xi_{03} + \xi_{13} \frac{N_3}{N_3 + N_4}$$

A l'aide de la relation de Gibbs-Duhem

$$(6) \quad N_3 \left. d\mu_3 \right|_{T,P} + N_4 \left. d\mu_4 \right|_{T,P} = 0$$

il vient que le potentiel chimique μ_4 de ${}^4\text{He}$ en solution s'écrit

$$(7) \quad \mu_4 = \mu_{40}(T,P) - \xi_{13} \left[\text{Log} \left(\frac{N_4}{N_3 + N_4} \right) - \frac{N_3}{N_3 + N_4} \right] - \frac{\tilde{P} V}{N_4},$$

où nous avons posé

$$(8) \quad \tilde{P} V = \int_0^{N_3} N_3 \frac{\partial \mu_F}{\partial N_3} dN_3.$$

Introduisons aussi les quantités suivantes

$$(9) \quad \tilde{F} = \int_0^{N_3} \mu_F = dN_3 = N_3 \mu_F - \tilde{P} V = \tilde{E} - T \tilde{S}$$

à l'aide desquelles on exprime l'énergie libre de Gibbs, l'entropie et l'enthalpie de la solution :

$$(10) \quad G = N_3 \mu_3 + N_4 \mu_4 \\ = -N_3 \xi_{03} - \xi_{13} \left[N_4 \text{Log} \left(\frac{N_4}{N_3 + N_4} \right) + N_3 \right] + N_4 \mu_{40} + \tilde{F}$$

$$(11) \quad S = - N_4 \frac{\partial \mu_{40}}{\partial T} + \tilde{S}$$

.../.

$$(12) H = -N_3 \xi_{03} - \xi_{13} \left[N_4 \log \left(\frac{N_4}{N_3 + N_4} \right) + N_3 \right] + N_4 \left(\mu_{40} - T \frac{\partial u_{40}}{\partial T} \right) + \tilde{E}$$

Les quantités surlignées contiennent le fait que ^3He se trouve en solution ; comparons-les aux quantités équivalentes du gaz idéal asymptotique que nous dénoterons par un indice F :

$$(13) \quad \tilde{F} - F_F = -\tilde{P} V + P_F V = \frac{2}{3} \frac{(1+\alpha)^{V_{40}}}{V} \int_0^{N_3} E_F dN_3$$

L'intégrale mise en jeu dans la relation (13) peut se mettre sous la forme :

$$(14) \quad \mathcal{F} = \frac{1}{N_3} \int_0^{N_3} E_F dN_3 = \frac{3}{8} E_F + \frac{1}{8} T C_{VF} + \frac{1}{12} \frac{T^2}{N_3} \int_0^{N_3} \frac{\partial C_{VF}}{\partial T} dN_3,$$

expression dans laquelle on peut négliger en première approximation l'intégrale par rapport au nombre d'atomes N_3 de la dérivée par rapport à la température de la chaleur spécifique à volume constant du gaz idéal asymptotique. Ce terme ne contribue en effet qu'au voisinage de la température de Fermi. Dans les applications numériques qui suivent, \mathcal{F} sera évaluée exactement à l'aide d'une machine à calculer.

A ce stade, les fonctions thermodynamiques des solutions contiennent le potentiel chimique de ^4He pur, l'énergie de liaison $\xi_3 \left(\frac{N_3}{N_3 + N_4} \right)$ des quasi-particules associées à ^3He et les grandeurs thermodynamiques du gaz asymptotique idéal qui dépendent elles-mêmes de la masse effective m_3^* et de la densité numérique. Nous allons, par comparaison avec l'expérience, évaluer ces paramètres.

4 - MASSE EFFECTIVE ET ENERGIE DE LIAISON.

La chaleur spécifique à pression nulle de la solution est, en tenant compte du fait que l'entropie de ^4He est négligeable en dessous de $0,5^\circ\text{K}$:

$$(15) \quad C = \left. \frac{\partial H}{\partial T} \right|_P = C_{VF} + (1+\alpha) \frac{N_3}{N_4} C_{VF} - \frac{2(1+\alpha)}{N_4} \int_0^{N_3} C_{VF} dN_3$$

.../.

Cette chaleur spécifique diffère très peu de celle du gaz idéal asymptotique, fait qui a été confirmé expérimentalement⁽¹¹⁾. Les masses effectives données dans la référence⁽¹¹⁾ correspondent à la pente au zéro absolu de la chaleur spécifique C_V du gaz idéal asymptotique. En effectuant la petite correction indiquée par la relation (15) nous trouvons une masse effective indépendante de la concentration, ce qui justifie l'écriture du spectre⁽¹⁾. Cette masse effective vaut 2,37 fois la masse réelle de l'atome de ^3He . Cette valeur de la masse effective a également été trouvée par L.J. Campbell⁽¹²⁾ à l'aide d'arguments microscopiques. Elle est indépendante de la température, ce qui revient à dire qu'en dessous de quelques dixièmes de $^\circ\text{K}$ il n'y a pas évasement du spectre de Landau-Pomeranchuk.

On remarquera que dans (15) l'énergie de liaison a été implicitement supposée indépendante de la température. Cette dépendance existe néanmoins, comme l'a calculé C. Ebner⁽¹³⁾ ; son effet est trop fin pour être décelable sur les données expérimentales dont nous disposons et nous n'en tiendrons pas compte.

L'énergie de liaison est déterminée suivant D.O. Edwards⁽⁵⁾, à l'aide de la connaissance de la courbe de séparation de phase $X_S(T)$, qui est⁽¹⁴⁾ :

$$(16) \quad \begin{cases} X_S(T) = X_0 (1 + 10,8 T^2) \\ X_0 = 0,0637 \quad , \quad T < 0,15^\circ\text{K} \end{cases}$$

La phase riche pouvant être assimilée à ^3He pur⁽¹⁵⁾, l'égalité des potentiels chimiques en phase riche et diluée se traduit par la relation

$$(17) \quad -\epsilon_3(X_S) + \mu_F = -\epsilon_{30} - \int_0^T s_{30} dT \quad ,$$

où ϵ_{03} est la chaleur latente de vaporisation de ^3He pur au zéro absolu et $s_{30} = -\partial\mu_{30}/\partial T$ l'entropie par atome de ^3He pur. Cette entropie se calcule à partir de la chaleur spécifique, prise égale au zéro absolu, à (16)

$$(18) \quad C_{30} = 3,0 RT \quad . \quad (R, \text{ constante des gaz parfaits})$$

.../.

Les fluctuations quasi-persistantes de spin qui influent sur la chaleur spécifique de ^3He pur⁽¹⁷⁾ en-dessous de 10 m°K peuvent donner des petites déviations de la courbe de séparation de phase par rapport à la loi empirique (16) mais influent peu sur le résultat donné par (17) qui est que l'énergie de liaison peut se mettre sous la forme (5) avec

$$(19) \quad \frac{\varepsilon_{03} - \varepsilon_{03}^0}{k} = 0,293^\circ\text{K} \quad , \quad \frac{\varepsilon_{13}}{k} = 1,604^\circ\text{K} .$$

A strictement parler, ce résultat est valable pour des concentrations voisines de 6% et des températures inférieures à 150 m°K mais il y a lieu d'estimer qu'on peut l'extrapoler à un domaine plus large. Par exemple, sur la base d'un modèle de solution régulière, on trouverait une température critique de démixtion de l'ordre de $\varepsilon_{13}/2k = 0,80^\circ\text{K}$ qui n'est pas trop éloignée de la température réelle $[0,87^\circ\text{K}]$.

Remarquons finalement qu'il devrait intervenir, dans le potentiel chimique μ_3 un terme volumique $(1+\alpha)v_{40}P$; toutefois, pour des pressions P inférieures à quelques atmosphères ce terme est faible et n'a aucune incidence.

5 - PRESSION OSMOTIQUE - PROCESSUS DE DISSOLUTION ET DE DILUTION.

Considérons une solution diluée de ^3He dans ^4He placée dans une enceinte quelconque ; la condition d'équilibre au sein de la solution est que le potentiel chimique μ_4 soit le même en tous points c'est-à-dire

$$(20) \quad d\mu_4 = 0 = -s_{40}dT + v_{40}dP - d \left\{ \varepsilon_{13} \left[\text{Log} \left(\frac{N_4}{N_3+N_4} \right) - \frac{N_3}{N_3+N_4} \right] + \frac{\tilde{P}V}{N_4} \right\} ,$$

expression dans laquelle on a utilisé les relations de Maxwell

$$(21) \quad \begin{cases} \frac{\partial \mu_{40}}{\partial T} = - \frac{\partial S_{40}}{\partial N_4} = - s_{40} & , \quad \text{entropie par atome de } ^4\text{He pur,} \\ \frac{\partial \mu_{40}}{\partial P} = \frac{\partial V}{\partial N_4} = v_{40} & . \quad \text{volume par atome de } ^4\text{He pur.} \end{cases}$$

.../.

Le premier terme du membre de droite de la relation (20) est la pression fontaine de ^4He pur

$$(22) \quad P_F = \int_0^T \frac{s_{40}}{v_{40}} dT ,$$

le second terme correspond à la pression hydrostatique et le troisième est défini comme étant la pression osmotique :

$$(23) \quad \pi = \frac{1}{N_4 v_{40}} \left\{ \tilde{P} V + N_4 \epsilon_{13} \left[\text{Log} \left(\frac{N_4}{N_3 + N_4} \right) + \frac{N_3}{N_3 + N_4} \right] \right\} .$$

$$= \frac{1}{N_4 v_{40}} \left\{ \frac{2}{3} E_F - \frac{2}{3} \frac{(1+x) N_3}{N_4} \mathcal{F} + N_4 \epsilon_{13} \left[\text{Log} \left(\frac{N_4}{N_3 + N_4} \right) + \frac{N_3}{N_3 + N_4} \right] \right\}$$

$\log(1-x) + x \approx \frac{x^2}{2}$

L'expression de cette pression se présente sous la forme simple de la différence d'une pression cinétique et d'un terme de cohésion dû aux interactions attractives ; dans la limite des hautes températures elle est semblable à celle trouvée par C. Ebner⁽¹⁸⁾.

A basse température ($T < 0,5^\circ$) et sous de faibles hauteurs d'hélium, la condition (20) se réduit à celle de la constance de la pression osmotique. Les isobares osmotiques qui relient alors la concentration à la température sont représentées figure 1, les pressions étant exprimées en millibar.

La pression osmotique, définie par la formule (23) à partir de l'expression du potentiel chimique peut, d'une manière équivalente si le solvant est supposé incompressible, être définie comme la dérivée de l'énergie libre de Helmholtz F par rapport à la variation de volume correspondant à une variation du nombre d'atomes de ^4He en solution⁽¹⁹⁾ :

$$(24) \quad \pi = - \frac{\partial F}{\partial (N_4 v_{40})} .$$

La relation (24) amène à la notion de travail fourni par les forces osmotiques et, partant, au concept d'enthalpie osmotique,

.../.

qui sera la quantité thermodynamique conservée dans les phénomènes d'osmose. L'enthalpie osmotique \mathcal{H} , déjà introduite par H. London⁽²⁾ est définie ici par

$$(25) \quad \mathcal{H} = H - H_{40} + \pi N_4 v_{40} .$$

H est l'enthalpie de la solution, H_{40} l'enthalpie de ^4He pur ; $\pi N_4 v_{40}$ représente la contribution de la pression osmotique. A l'aide des relations (12) et (23) il vient :

$$(26) \quad \mathcal{H} = -N_3 \varepsilon_{03} - \varepsilon_{13} \frac{N_3^2}{N_3 + N_4} + \frac{5}{3} E_F + (1 + \alpha) \frac{N_3}{N_4} \left(E_F - \frac{8}{3} \mathcal{F} \right) .$$

En utilisant

$$(27) \quad \tilde{S} = S_F + \frac{(1 + \alpha) N_3}{N_4 T} \left(E_F - \frac{8}{3} \mathcal{F} \right) ,$$

on peut mettre l'expression (26) sous la forme

$$(28) \quad \mathcal{H} = \tilde{S} T + \mu_3 N_3 .$$

La relation (28) met en relief l'interprétation physique de la quantité introduite qui n'est autre que l'enthalpie du quasi-gaz de Landau-Pomeranchuk. L'évaluation numérique en est donnée, en Joule par mole de ^3He , figure 2 ; la droite de pente $5/2 R$ représente la limite des dilutions infinies.

A température donnée, la différence entre l'enthalpie osmotique évaluée pour la concentration d'équilibre de phase X_S et l'enthalpie de ^3He pur, H_{30} , est l'enthalpie d'excès, ou la chaleur de mélange :

$$(29) \quad \Delta \mathcal{H} = H + \pi N_4 v_{40} - H_{40} - H_{30} = (\tilde{S} - S_{30}) T .$$

Cette grandeur, qui représente la quantité de chaleur absorbée à la température T par la dissolution d'une mole de ^3He pur dans la solution saturée, soit par circulation de ^3He , soit par adjonction de ^4He , est donnée, en Joule par mole de ^3He ,

.. / .

figure 3 ; l'enthalpie H_{30} figurée a été calculée à partir des mesures de chaleur spécifique à 0,28 atmosphère de Abel, Anderson, Black, Wheatley(16).

La limite des très basses températures ($T < 0,03$) est :

$$(30) \quad \Delta \mathcal{H} = 94,5 T^2 \quad (\text{J/Mole } ^3\text{He})$$

Les résultats numériques à température plus élevée sont donnés dans le tableau suivant :

T°K	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12	0,14	0,16	°K
X_S	0,0648	0,0662	0,0681	0,0706	0,0736	0,0772	0,0813	
\mathcal{H}	0,165	0,350	0,585	0,870	1,180	1,505	1,845	Joule/ Mole ^3He
H_{30}	0,018	0,040	0,068	0,102	0,141	0,184	0,228	Joule/ Mole ^3He
$\Delta \mathcal{H}$	0,147	0,310	0,517	0,768	1,039	1,321	1,617	Joule/ Mole ^3He

Supposons maintenant que la dissolution s'effectue d'une manière adiabatique, à nombre N_3 d'atomes de ^3He constant (ou stationnaire, si la dissolution s'effectue en régime continu) à partir de ^3He pur à une température initiale T_i ; la température après dissolution se lit sur la figure 2 en traçant l'isenthalpe correspondant à l'enthalpie initiale, c'est-à-dire celle de ^3He pur à la température T_i .

Considérons ensuite un conduit dans lequel ^3He est transporté par osmose d'une région froide à une région plus chaude, en échangeant de la chaleur en chemin. Un tel processus se produit dans un réfrigérateur à dissolution. Le réchauffement de la solution à pression osmotique constante met en jeu la chaleur spécifique suivante :

$$(31) \quad C_{\Pi} = C_V \left[1 + \frac{4 TC_{VF} \left[1 - (1+\alpha) \frac{N_3}{N_4} \right]}{\left[10 E_F - 4 TC_{VF} \right] \left[1 - (1+\alpha) \frac{N_3}{N_4} \right] - 9 \varepsilon_{13} \frac{N_3^2}{N_4}} \right]$$

.../.

Lorsque la température de la solution est très inférieure à la température de dégénérescence, cette chaleur spécifique à pression osmotique constante va naturellement comme C_V , qui est donné par la relation (15). Dans la limite inverse, elle tend vers $5/3 C_V$.

Il importe d'observer que la viscosité de ^3He , qui est donnée par (12)

$$(32) \quad \eta = 6 \cdot 10^{-7} T^{-2} \text{ Poise ,}$$

devient grande aux températures atteintes actuellement par dissolution.

Le frottement visqueux provoque une chute de pression osmotique irréversible ; le réchauffement différentiel adiabatique correspondant à ce processus à enthalpie osmotique constante, est donné par

$$(33) \quad \left. \frac{dT}{d\eta} \right|_{\%} = \left\{ \frac{10 TC_{VF}^{-4(1+\alpha)} \frac{N_3}{N_4} TC_{VF}^{-6(1+\alpha)} \frac{T}{N_4} \int_0^{n_3} C_{VF} dN_3}{10 E_F \left[1 - (1+\alpha) \frac{N_3}{N_4} \right] - 9 \xi_{13} \frac{N_3^2}{N_4}} - 1 \right\} \frac{N_4 v_{40}}{C_V}$$

Ceci est l'équivalent osmotique du coefficient de Joule-Thomson pour un gaz⁽²⁰⁾ ; la limite de l'expression (33) quand la température tend vers le zéro absolu est

$$(34) \quad \frac{dT}{d\eta} = - \frac{N_4 v_{40}}{C_V} = - \frac{3,87 \cdot 10^{-7}}{T} \quad (^\circ\text{K Barye}^{-1})$$

La relation (34) traduit le fait qu'au voisinage du zéro absolu, la variation d'énergie interne due à un changement de pression correspond au travail mécanique effectué ; en d'autres termes, il n'est pas possible d'extraire de la chaleur de la solution en faisant travailler la pression osmotique au zéro absolu.

6 - TEMPERATURE LIMITE.

Comme le montre la relation (30), la dissolution de ^3He dans ^4He produit du froid même aux plus basses températures, du moins tant qu'un phénomène nouveau, comme une transition de phase

.../.

dans la phase diluée, ne vient pas perturber la validité du modèle de Landau-Pomeranchuk. Mais l'obtention de très basses températures est contrecarrée par le réchauffement intrinsèque de la solution lors d'une dilution irréversible, donné par la relation (33) : une solution à 6% subissant à partir de 10 m°K par exemple, une perte en charge osmotique d'un millibar, se réchauffe spontanément jusque vers 30 m°K. C'est ce qui se produit dans les deux échangeurs dont la géométrie a été publiée, celui réalisé par O.E. Vilches et J.C. Wheatley⁽²¹⁾ et celui proposé par V. Peshkov⁽³⁾ : on trouve que la descente en température de ces réfrigérateurs est bloquée, dans le cas le meilleur, aux alentours de 10 m°K.

Il faut augmenter la section de passage de ces échangeurs, mais alors intervient le fait que la conductibilité thermique κ du mélange augmente comme l'inverse de la température⁽²²⁾ :

$$(35) \quad \kappa = 25 T^{-1} \quad \text{erg/sec cm}^{\circ}\text{K} .$$

Montrons comment ces divers phénomènes se couplent les uns aux autres dans un tube de diamètre d parcouru par le mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$ à la température T , avec un débit volumétrique \dot{V} ou molaire \dot{n} .

La perte en charge linéique suit la loi de Poiseuille :

$$(36) \quad \frac{d\pi}{dz} = - \frac{128\eta}{\pi d^4} \dot{V}$$

Elle entraîne selon la relation (34), un gradient de température tel que

$$(37) \quad \frac{dT}{dz} = \frac{128 \eta \dot{n} \left[N_4 v_{40} + (1+\alpha) N_3 v_{40} \right] N_4 v_{40}}{\pi d^4 c_v} .$$

Ecrivons que la quantité de chaleur qui rétrodiffuse doit être inférieure à la quantité de chaleur absorbée par la dissolution, (relation 30) :

$$(38) \quad \frac{\pi}{4} \kappa d^2 \frac{dT}{dz} < \dot{n} \quad 94,5 \cdot 10^7 T^2 .$$

.../.

Les relations (2), (32), (34) et (35), permettent d'écrire la condition à laquelle le diamètre du tube doit satisfaire :

$$(39) \quad d > 10^{-8} T^{-3} , \quad \left[d \text{ en cm, } T \text{ en } ^\circ\text{K} \right] .$$

La condition (39) signifie que le volume des conduits varie comme une puissance très élevée - supérieure à 6 - de l'inverse de la température.

Nous en concluons⁽²⁰⁾ que, pour des géométries raisonnables d'échangeurs, la température limite accessible à l'aide de réfrigérateurs à dissolution continue est de l'ordre de 5 à 10 m°K; celle des réfrigérateurs à un coup, ne nécessitant pas d'échangeurs volumineux, sera plus basse, de l'ordre du millidegré.

REMERCIEMENTS.

Je remercie Monsieur le Professeur GRIVET des encouragements et des conseils qu'il a bien voulu me prodiguer tout au cours de ce travail, ainsi que Messieurs C. EBNER, A. LANDESMAN et J. SEIDEN des fructueux entretiens que j'ai eus avec eux.

Institut d'Electronique Fondamentale
Bâtiment 220
Faculté des Sciences
91-ORSAY - FRANCE

REFERENCES -

- (1) - L.D. LANDAU, I. POMERANCHUK, Dokl. Akad. Nauk.SSR (1948) 59, 669
 I. POMERANCHUK, Zh. Eksperim. i Teor.Fiz. (1949) 19, 42
- (2) - H. LONDON, Proc.Intern. Conf. Low Temperature Phys. p. 157 (Clarendon, Oxford, 1951)
 H. LONDON, G.R. CLARKE, E. MENDOZA
 Phys. Rev. (1962) 128, 1992
- (3) - B. NEGANOV, à ce Colloque
 V.P. PESHKOV, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. (1966) 51, 6 (12)
 K.W. TACONIS, B. de BRUYN OUBOKER -
 Prog. In Low Temperature Physics Vol. 4 (North-Holland 1964) p. 80
 E. VAROQUAUX, Polarized Targets and Ion Sources p. 169 - (Saclay 1966)
- (4) - B. NEGANOV, N. BORISOV, M. LIBURG
 Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. (1966) 50, 1455
 H.E. HALL, P.J. FORD, K. THOMPSON
 Cryogenics (1966) 6, 80
 J.C. WHEATLEY, O.E. VILCHES
 Phys. Lett. (1967) 24 A, 440
 Phys. Lett. (1967) 25 A, 344
 E. VAROQUAUX
 C.R.Ac.Sc.Paris (1967) 265 B, 1372
- (5) - D.O. EDWARDS, D.F. BREWER, P.SELIGMAN, M. SKERTIC, M. YAQUB
 Phys. Rev.Lett. (1965) 15, 773
- (6) - E.C. KERR
 Proc.of the Vth Conf. on Low Temperature Physics (Madison, 1958) p. 158
- (7) - E.M. IFFT, D.O. EDWARDS, R.E. SARWINSKI, M.M. SKERTIC
 Phys. Rev. Lett. (1967) 19, 831

.. /.

- (8) - E.C. STONER
Phil. Mag. (1938) 25, 899
- (9) - L. GOLDSTEIN
Phys. Rev. (1954), 95, 869
- (10) - A.H. WILSON
Thermodynamics and Statistical Mechanics
(Cambridge 1966) p. 397
- (11) - A.C. ANDERSON, D.O. EDWARDS, W.R. ROACH, R.E. SARWINSKI,
J.C. WHEATLEY
Phys. Rev. Lett. (1966) 17, 367
- (12) - L.J. CAMPBELL
Phys. Rev. Lett. (1967), 19, 156
- (13) - C. EBNER
Phys. Rev. (1967) 156, 222
Thèse, Université de l'Illinois - 1967
- (14) - E.M. IFFT, D.O. EDWARDS, R.E. SARWINSKI, M.M. SKERTIC
Phys. Rev. Lett. (1967) 19, 831
- (15) - DREYFUS, à ce Colloque
- (16) - W.R. ABEL, A.C. ANDERSON, W.C. BLACK, J.C. WHEATLEY
Phys. Rev. (1966) 147, 111
- (17) - J.C. WHEATLEY
Phys. Rev. (1968) 165, 304
- (18) - M.F. WILSON, D.O. EDWARDS, J.T. TOUGH
Phys. Rev. Lett. (1967) 19, 1368
Phys. Rev. Lett. (1968) 20, 89
- (19) - H.B. CALLEN
Thermodynamics (Wiley, 1960) p. 107
- (20) - E. VAROQUAUX
C.R.Ac.Sc.Paris (1968) 266 B, 456
- (21) - O.E. VILCHES, J.C. WHEATLEY
(à paraître)
- (22) - W.R. ABEL, R.T. JOHNSON, J.C. WEATLEY, W. ZIMMERMANN
Phys. Rev. Lett. (1967) 18, 737
-

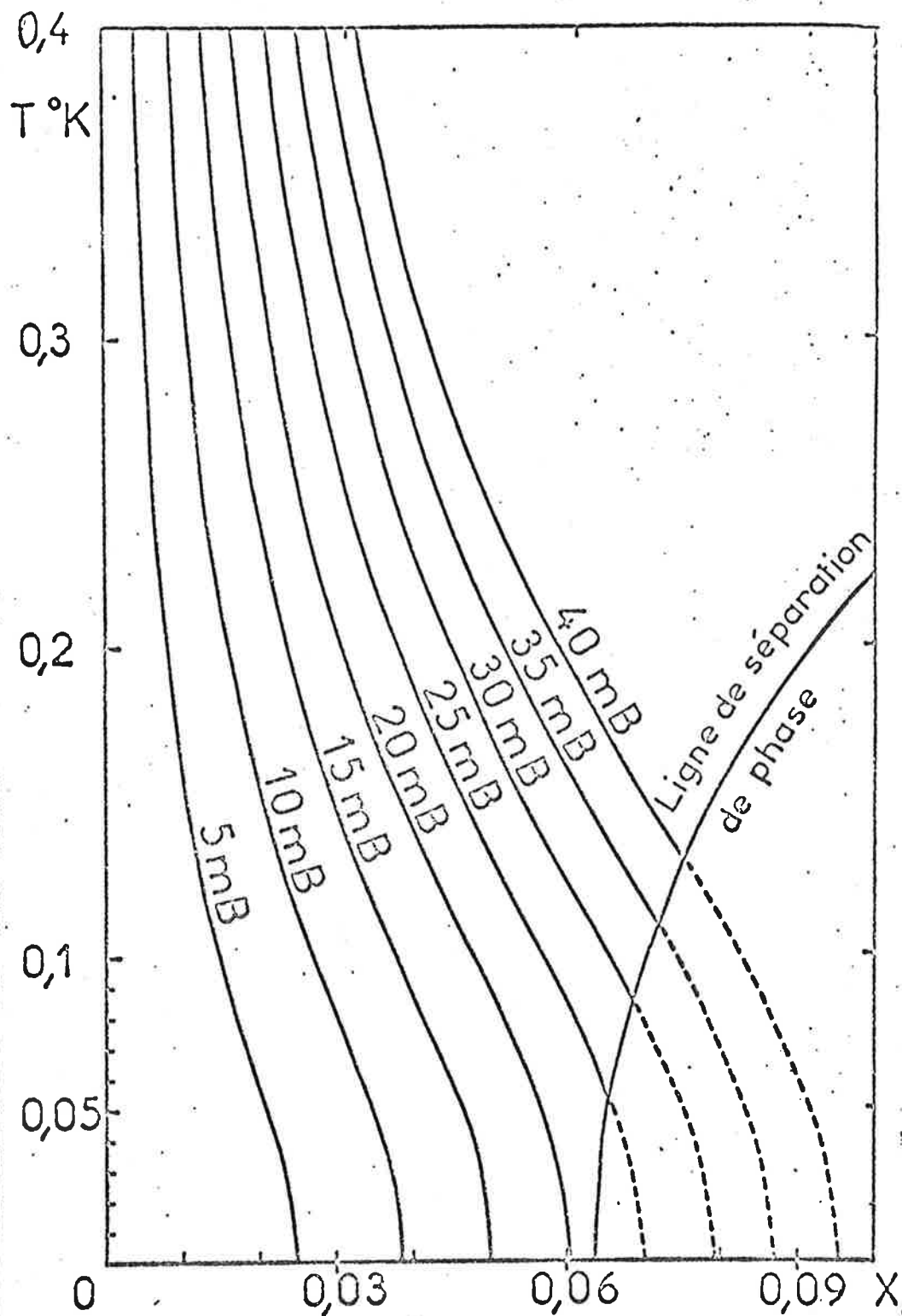


Figure 1 - Isobares osmotiques sur le diagramme de phase, données par l'équation (23). Les pressions sont exprimées en millibar. La pression osmotique au zéro absolu de la solution à 6,37 % est 21,8 mB.

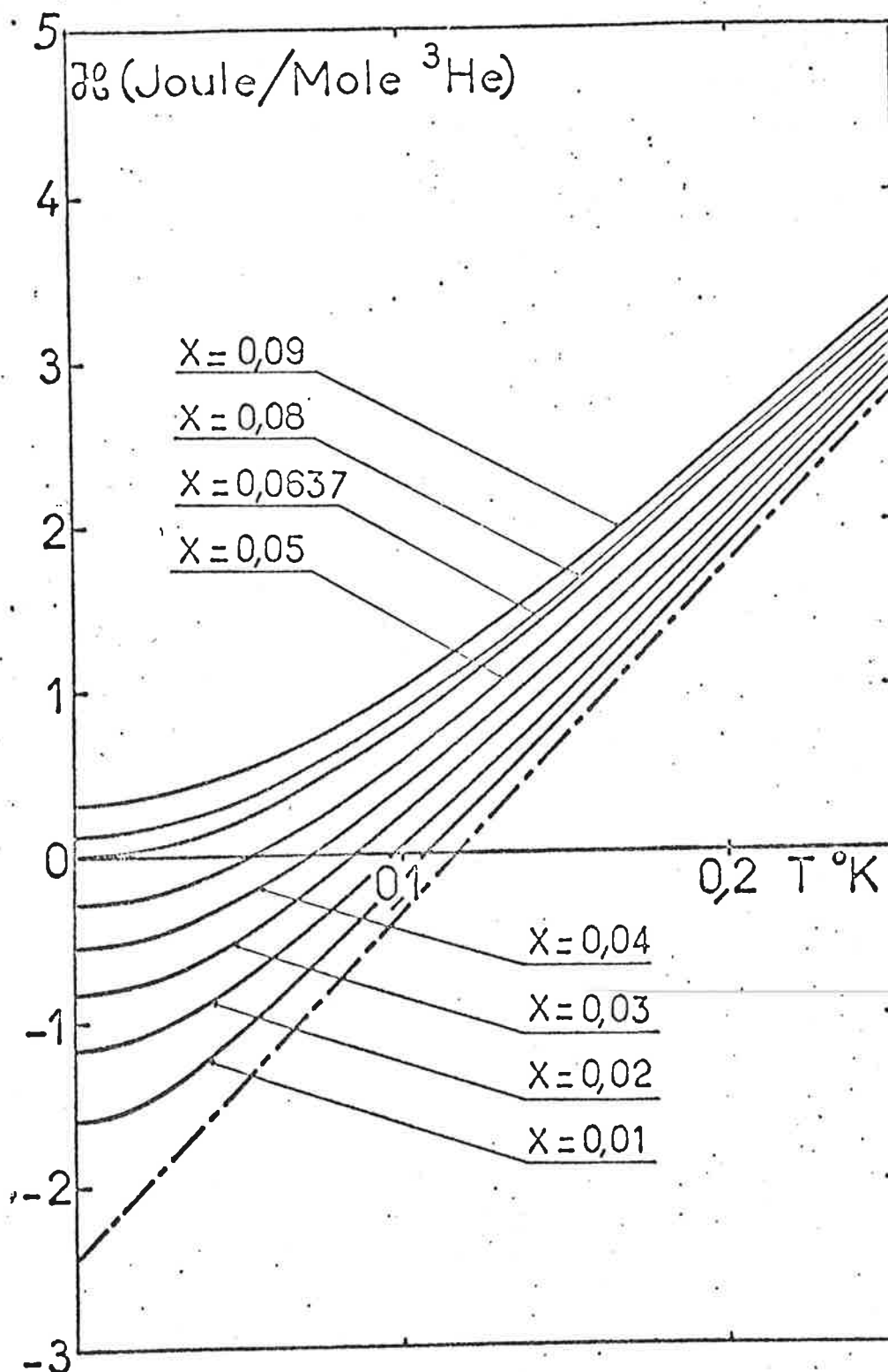


Figure 2 - Enthalpie osmotique des solutions diluées de ^3He dans ^4He , à très basse température, exprimée en Joule par mole de ^3He .

Ce diagramme représente l'évaluation numérique de l'équation (26) et doit se comprendre comme le prolongement à très basse température du diagramme donné par H. London, G.R. Clarke et E. Mendoza (2) (3) en 1962.